

Соотношения подобия для нейтронного выхода в плазме с инерциальным электростатическим удержанием*

С.Ю.Гуськов, Ю.К.Куриленков

Обсуждаются возможности создания мощного источника термоядерных нейтронов при инерциальном электростатическом удержании плазмы в процессе периодических осцилляций ядер изотопов водорода в поле виртуального катода электростатической ловушки. Исследования выполнены с использованием аналитических соотношений подобия, которые в явной форме дают зависимости нейтронного выхода от параметров электростатической ловушки при различных режимах ее работы.

Ключевые слова: инерциальное электростатическое удержание, осциллирующие плазменные сферы, источник термоядерных нейтронов.

1. Введение

Инерциальное электростатическое удержание (ИЭУ), первые предложения о возможности реализации которого были сформулированы в [1–5], лежит в основе ряда современных проектов создания мощных источников нейтронного излучения [6–9] (см. также монографию [10]). Одной из наиболее перспективных схем такого применения ИЭУ на сегодняшний день является концепция периодически осциллирующих плазменных сфер (ПОПС) [6, 7]. В схеме ПОПС происходит периодическая локализация ядер изотопов водорода вблизи центра сферической или оси цилиндрической электростатической ловушки за счет многократных осцилляций этих ядер в поле виртуального катода, образованного потоком инжектируемых быстрых электронов. Пульсирующий режим образования плазмы был продемонстрирован как в экспериментах, выполненных с использованием классической электростатической ловушки [11], так и в экспериментах с наносекундным вакуумным разрядом [12].

В классической схеме ПОПС для осуществления каждой осцилляции потока ионов требуются постоянные затраты энергии для поддержания необходимой величины электростатического поля. Поэтому при реально достижимых значениях конечной концентрации ядер изотопов водорода $10^{19}–10^{20}$ см⁻³ такая схема неэффективна для энергетических приложений. В то же время эта схема может лежать в основе относительно простого и эффективного метода создания мощного источника термоядерных ней-

тронов с потоком частиц, превышающим 10^{12} нейтр./с [6]. Уже сейчас в экспериментах достигнуты потоки от нейтронного источника на основе ИЭУ $10^9–10^{10}$ нейтр./с [10].

Предложения, направленные на достижение положительного энергетического выхода термоядерной реакции при использовании ИЭУ, основаны на использовании в комбинации с электростатической ловушкой внешнего магнитного поля [9, 13, 14]. В этом случае может быть достигнут такой режим работы установки, когда вложенная энергия будет расходоваться на поддержание необходимого электрического поля в течение периода первой или нескольких первых осцилляций ядер изотопов водорода, а последующие осцилляции будут происходить в поле электронов, замагниченных в потенциальной яме. По разным оценкам для этого требуется поле с напряженностью около 10 кТл. К настоящему времени известны несколько предложений по реализации экспериментов такого рода, однако публикации по этой тематике пока отсутствуют.

Настоящая работа посвящена теоретическому исследованию особенностей источника термоядерных нейтронов на основе ИЭУ плазмы. Вопросы воспроизводства энергии с использованием ИЭУ не затрагиваются. Следует отметить, что теоретические исследования в области ИЭУ базируются на результатах комплексных численных расчетов, которые выполняются с привлечением электродинамических и кинетических кодов, как правило, для заданных параметров установок (см., напр., [10]). Вместе с тем полезным подходом к исследованию возможностей ИЭУ является применение достаточно простых моделей, позволяющих проводить анализ в широких диапазонах изменения параметров задачи. Именно такой анализ с использованием аналитических соотношений подобия, которые в явной форме описывают зависимость нейтронного выхода от параметров сферической электростатической ловушки при различных режимах ее работы, выполнен в настоящей работе. Рассматриваются изотопы водорода одного типа – дейтерия, что упрощает задачу с точки зрения синхронизации периодов осцилляций ионов разного типа в электростатическом поле.

* Доложена на конф. ECLIM 2016 (Москва, 18–23 сентября 2016 г.).

С.Ю.Гуськов. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; Объединенный институт высоких температур РАН, Россия, 125412 Москва, ул. Ижорская, 13, стр.2; e-mail: guskov@sci.lebedev.ru
Ю.К.Куриленков. Объединенный институт высоких температур РАН, Россия, 125412 Москва, ул. Ижорская, 13, стр.2

2. Соотношения подобия для параметров сходящегося ионного потока в схеме ПОПС

Будем считать, что схождение потока ядер дейтерия происходит от сферы с начальным радиусом внутреннего катода r_0 до сферы с минимальным радиусом r при изменении концентрации ядер от начального значения n_0 до максимального значения n . Начальная концентрация ионов, согласно распределению Пуассона, определяется в случае сферической геометрии ловушки по формуле

$$n_0 = f \frac{3\Phi}{2\pi e r_0^2}, \quad (1)$$

где e – заряд электрона; Φ – высота потенциальной ямы (потенциал электрического поля в центре системы); f – отношение концентрации ядер дейтерия к концентрации электронов, инжектируемых в систему, которое в дальнейшем будем полагать равным единице. Частота осцилляций ν определяется временем пролета ядра дейтерия внутри электростатической ловушки:

$$\nu \equiv \frac{u_a}{2r_0} \approx 8 \times 10^6 \frac{\Phi^{1/2}}{r_0}, \quad (2)$$

где $u_a = u/2 = [\Phi/(4m)]^{1/2}$ и u – среднее и максимальное значения скорости ядер дейтерия; m – масса протона; Φ и r_0 здесь и далее измеряются в кВ и см соответственно, а частота ν – в Гц.

Потенциал Φ , естественно, выбирается из условия, что энергия ускоренных в центре системы ядер должна быть близка к энергии, отвечающей максимуму сечения реакции синтеза. Для ядер дейтерия, тем самым, это значение должно быть близко к 100 кВ. При потенциале $\Phi = 100$ кВ и радиусе $r_0 = 8$ см частота осцилляций составляет 10 МГц. При заданном Φ увеличение частоты осцилляций требует уменьшения радиуса системы r_0 . При $\Phi = 100$ кВ для достижения частоты 100 МГц радиус системы должен быть равен ~ 0.8 см. С ростом частоты осцилляций растет начальная концентрация n_0 ядер в ловушке. Согласно (1) и (2)

$$n_0 = \frac{6\Phi\nu^2}{\pi e u_a^2} \approx 5 \times 10^{-5} \nu^2, \quad (3)$$

где n_0 взято в см^{-3} . Начальная концентрация ядер дейтерия составляет $\sim 5 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$ при частоте 10 МГц и $\sim 5 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ при частоте 100 МГц. Полное число ядер, ускоряемых в сферической системе за один период, согласно (2) и (3) определяется выражением

$$N_i = \frac{4\pi}{3} r_0^3 n_0 \approx 8.3 \times 10^{17} \frac{\Phi^{3/2}}{\nu}. \quad (4)$$

Для оценки степени схождения потока ядер по радиусу к центру системы воспользуемся «баллистическим» приближением, в рамках которого степень схождения определяется из условия адиабатического сжатия плазмы. Этот подход не учитывает таких важных эффектов, как образование объемного заряда и двухпучковая неустойчивость, однако он дает возможность определить величину предельной степени схождения и сравнить результаты для двух основных способов формирования потока ядер дейтерия – прямой инжекции ядер и ионизации дей-

териевого газа электронным пучком. Степень сжатия θ в данном приближении выражается через конечную и начальную (T_0) температуры и в условиях рассматриваемой задачи при использовании значения показателя адиабаты для идеального газа находится по формуле

$$\theta \equiv \frac{r_0}{r} = \left(\frac{\Phi}{T_0} \right)^{1/2}. \quad (5)$$

Для оценки степени схождения потока ядер в системе с прямой инжекцией начальная температура обычно берется равной комнатной температуре $T_0 = 0.025$ эВ. В этом случае, согласно (5), для степени сжатия и конечной концентрации ядер в сферической системе имеем выражения

$$\theta \approx 2 \times 10^2 \Phi^{1/2}, \quad (6)$$

$$n \equiv n_0 \theta^3 \approx 4 \times 10^2 \Phi^{3/2} \nu^2, \quad (7)$$

где n взято в см^{-3} . Оценка (6) при значении потенциала 100 кВ дает для степени сжатия весьма высокое значение – 2×10^3 . Если же образование ядер происходит в результате ионизации дейтериевого газа пучком электронов, то в качестве начальной следует использовать температуру, близкую к энергии электронов, обеспечивающей ионизацию. Подставляя в (5) значение $T_0 = 2$ эВ, получаем примерно на порядок меньшее значение степени сжатия и на три порядка меньшее значение конечной концентрации:

$$\theta \approx 22 \Phi^{1/2}, \quad (8)$$

$$n \approx 0.53 \Phi^{3/2} \nu^2. \quad (9)$$

При $\Phi = 100$ кВ и $\nu = 10$ МГц конечная концентрация ядер дейтерия составляет около $4 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ в случае системы с прямой инжекцией ядер и около $4 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ в случае системы с ионизацией электронным пучком. При $\nu = 100$ МГц эти величины составляют соответственно 4×10^{21} и $4 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

3. Мощность нейтронного источника

В отдельной осцилляции образование нейтронов происходит в течение времени, за которое ядра дейтерия пролетают центральную область сжатой плазмы. В самой простой постановке задачи, считая спектр ядер моноэнергетическим и учитывая, что нейтрон рождается только в одном из двух равновероятных каналов DD-реакции, скорость генерации DD-нейтронов можно представить в виде

$$\dot{N} = \frac{1}{4} n^2 \sigma(\varepsilon) u \Omega, \quad (10)$$

где σ – сечение реакции синтеза; ε – энергия ядер; $\Omega = 4\pi r^3/3$ – объем, соответствующий максимальной концентрации ядер.

Время пролета ядра дейтерия через область сжатой плазмы связана с частотой осцилляций соотношением

$$t_g = \frac{2r}{u} = \frac{1}{2\nu\theta}, \quad (11)$$

в котором частота осцилляций дается формулой (2).

С учетом периодического режима работы систем ИЭУ в качестве характеристики мощности источника нейтронов обычно рассматривается эффективная скорость генерации нейтронов, рассчитанная по периоду одной осцилляции. С учетом (11) эффективная скорость генерации

$$\dot{N}_{\text{eff}} = \frac{\dot{N}}{2\theta}. \quad (12)$$

Использование эффективной скорости генерации в случае периодического режима работы установки позволяет вычислить полное число нейтронов, образующихся к моменту времени t :

$$N = \dot{N}_{\text{eff}} t.$$

С учетом формул (10), (12), (2), (6) и (8) для эффективной скорости генерации нейтронов в системах с прямой инжекцией ядер и ионизацией газа пучком электронов получаем соответственно выражения

$$\dot{N}_{\text{eff}} \approx 10^{24} \Phi^3 \nu \sigma, \quad (13)$$

$$\dot{N}_{\text{eff}} \approx 10^{22} \Phi^3 \nu \sigma. \quad (14)$$

Эффективная скорость генерации нейтронов линейно растет с ростом частоты осцилляций. Для системы с прямой инжекцией ядер при потенциале $\Phi = 100$ кВ ($\sigma = 0.1$ барн) эта скорость составляет $\sim 10^{12}$ нейтр./с при частоте осцилляций $\nu = 10$ МГц и $\sim 10^{13}$ нейтр./с при $\nu = 100$ МГц. Для системы с ионизацией пучком электронов эффективная скорость генерации примерно на два порядка ниже. Эти результаты, вытекающие из простых соотношений подобия, находятся в хорошем согласии с данными численных расчетов, которые подробно обсуждаются в [10]. Отметим сильную зависимость мощности нейтронного источника от потенциала электростатического поля Φ . В диапазоне энергий ядер дейтерия 100 – 1000 кэВ сечение DD-реакции практически не зависит от энергии частиц и составляет примерно 0.15 барн, следовательно можно считать, что мощность источника нейтронов при этом растет пропорционально потенциалу

поля в кубе. Это означает, что в системе с прямой инжекцией ядер при частоте осцилляций 100 МГц и потенциале $\Phi = 200$ кВ можно ожидать потока нейтронов, превышающего 10^{14} нейтр./с.

4. Заключение

Получены аналитические зависимости мощности нейтронного источника на основе электростатической ловушки, работающей в режиме ПОПС, от потенциала поля и частоты осцилляций ионного потока. Результаты расчета по аналитической модели удовлетворительно согласуются с данными численных расчетов. Востребованные для современных проектов создания мощного источника термоядерных нейтронов скорости генерации DD-нейтронов, превышающие 10^{12} нейтр./с, отвечают частоте осцилляций $\nu = 10$ МГц. Найденные соотношения подобия показывают, что мощность источника нейтронов линейно растет с ростом частоты осцилляций потока и еще сильнее (по закону, близкому к кубическому) – с ростом потенциала поля. Это дает основания полагать, что поток DD-нейтронов может превышать 10^{14} нейтр./с при частоте осцилляций 10–100 МГц и потенциале около 200 кВ.

Работа поддержана грантом Российского Научного фонда № 14-50-00124.

1. Лаврентьев О.А. *Украинский физический журнал*, **8**, 440 (1963).
2. Лаврентьев О.А., Овчаренко Л.И., Сафронов Б.Г. *Украинский физический журнал*, **8**, 452 (1963).
3. Farnsworth P.T. US Patent No. 3, 258, 402 (1966).
4. Elmore W.C., Tuck J.L., Watson K.M. *Phys. Fluids*, **2**, 239 (1959).
5. Hirsch R.L. *J. Appl. Phys.*, **38**, 4522 (1967).
6. Nebel R.A., Barnes D.C. *Fusion Technol.*, **38**, 28 (1998).
7. Barnes D.C., Nebel R.A. *Phys. Plasmas*, **5**, 2498 (1998).
8. Rider T.H. *Phys. Plasmas*, **2**, 1853 (1995).
9. Bussard R.W. *Fusion Technol.*, **19**, 273 (1991).
10. Miley G., Murali S.K. *Inertial Electrostatic Confinement (IEC) Fusion* (New York: Springer, 2014).
11. Park J., Nebel R.A., Stange S., Murali S.K. *Phys. Plasmas*, **12**, 056315 (2005).
12. Kurilenkov Yu.K., Skowronek M., Dufty J. *J. Phys. A: Math. Gen.*, **39**, 4375 (2006).
13. Lavrent'ev O.A. *Ann. N. Y. Acad. Sci.*, **251**, 152 (1975).
14. Krall N.A. *Fusion Technol.*, **22**, 42 (1992).